

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДРЕЙФОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ОБЛАСТЯХ ЛУННЫХ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ

© 2022 г. Ю. Н. Извекова^а, *, С. И. Попель^а^а Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

*e-mail: besedina_yn@mail.ru

Поступила в редакцию 29.04.2022 г.

После доработки 07.07.2022 г.

Принята к публикации 07.08.2022 г.

Околосолнечная среда представляет собой пылевую плазму, состоящую из мелких частиц лунного реголита, фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра. При движении вокруг Земли часть траектории Луны проходит через магнитосферу Земли. Кроме того, для некоторых областей на Луне, так называемых, лунных магнитных аномалий, характерно наличие магнитного поля. Значения магнитных полей над этими участками могут превышать значения магнитного поля магнитосферы Земли в районе траектории Луны на один-два порядка. Наличие магнитного поля наряду с градиентами концентрации фотоэлектронов может приводить к развитию дрейфовой турбулентности. Условия, приводящие к этому, обсуждаются в данной статье.

Ключевые слова: пылевая плазма, экзосфера Луны, лунные магнитные аномалии, дрейфовые волны, дрейфовая турбулентность

DOI: 10.31857/S0367292122600364

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования Луны как ближайшего к Земле космического тела продолжаются десятилетия, все новые государства включаются в международные исследования и готовят собственные миссии. Наличие в непосредственной близости от Луны пыли было замечено еще во времена миссий Аполлон [1, 2]. На данный момент ученые располагают широким набором сведений о спутнике Земли, в частности, о характеристиках лунного грунта и условиях над поверхностью Луны. Проводимые теоретические исследования [3–12] подтверждают, что в околосолнечной среде находятся взвешенные пылевые частицы, источником которых является лунная поверхность, электроны и ионы солнечного ветра. На освещенной Солнцем стороне Луны присутствуют также фотоэлектроны, эмитируемые как с лунной поверхности, так и с поверхности левитирующих пылевых частиц. Планируемые российские миссии Луна-25, Луна-26 и Луна-27 предполагают также исследование пылевой плазмы над поверхностью и на орбите вокруг Луны.

Собственного дипольного магнитного поля, подобного земному, Луна не имеет, однако четверть траектории Луны проходит через хвост магнитосферы Земли, характерные значения магнитных полей в котором имеют порядок 10^{-5} – 10^{-4} Гс. Кроме того, над поверхностью Луны

имеются области магнитных аномалий, т.е. областей, над которыми присутствуют магнитные поля, связанные с магнитным веществом в лунной коре. Значения магнитных полей над этими участками могут достигать величин, в десятки раз превышающих магнитные поля хвоста магнитосферы. Так, измеренные в ходе работы миссии Аполлон 16 значения поля над участком поверхности протяженностью более 7 км на видимой стороне Луны варьировались в диапазоне $(1.12 - 3.27) \times 10^{-3}$ Гс [13]. Из спутниковых измерений [14] известно, что наибольшие значения лунных магнитных полей наблюдаются на невидимой стороне Луны. Причиной возникновения магнитных полей в лунной коре посвящены теоретические работы [15–17]. На рис. 1 представлено распределение магнитного поля у поверхности Луны по данным Lunar Prospector Electron Reflector [18].

Характерные параметры плазмы на освещенной стороне Луны: концентрация фотоэлектронов $n_{e0} = 2.9 \times 10^2$ см⁻³ [19], температура фотоэлектронов $T_e = 1.9$ эВ, концентрация пылевых частиц с размерами 0.01–0.1 мкм порядка 1–2 см⁻³, концентрация электронов солнечного ветра порядка 10 см⁻³. Учитывая указанные параметры, можно считать [9], что основными компонентами плазменно-пылевой системы у поверхности Лу-

ны являются положительно заряженные пылевые частицы и фотоэлектроны.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН

Относительное движение электронной и ионной (либо пылевой) компонент плазмы приводит к развитию неустойчивостей. Кинетические и гидродинамические неустойчивости разных видов на Луне были рассмотрены ранее [9, 10, 20]. Здесь рассмотрим еще один тип неустойчивости – дрейфовую, которая возникает при наличии градиентов концентрации частиц плазмы в магнитном поле. Дрейфовые волны представляют собой движение электронов преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, а ионов – поперек. Эти колебания оказываются неустойчивыми практически при сколь угодно малой неоднородности плазмы. В случае плазменно-пылевой системы у поверхности Луны роль ионов будут играть заряженные пылевые частицы.

Пусть магнитное поле \mathbf{B} однородно и направлено по оси z . Рассмотрим плоский слой плазмы, в котором при отсутствии возмущений концентрация $n(x)$ плавно меняется вдоль оси x . Рассмотрим случай, когда температуру в невозмущенном состоянии можно считать постоянной по всему объему. Для описания дрейфовых волн запишем уравнения движения электронной и пылевой компоненты, а также уравнение непрерывности для пылевой компоненты:

$$n_e m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -\nabla p_e - en_e \mathbf{E} - \frac{en_e}{c} [\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}] + n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (1)$$

$$n_d m_d \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\nabla p_d + Z_d e n_d \mathbf{E} + \frac{Z_d e}{c} n_d [\mathbf{u}_d \times \mathbf{B}] - n_e m_e (\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) v_{ed}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} + \nabla \cdot (n_d \mathbf{u}_d) = 0, \quad (3)$$

где $n_e(n_d)$ – концентрации электронов (частиц пыли), $m_e(m_d)$ – массы электронов (частиц пыли), $p_e(p_d)$ – давления в электронной и пылевой компонентах, \mathbf{E} – напряженность электрического поля, \mathbf{B} – индукция магнитного поля, $\mathbf{u}_e(\mathbf{u}_d)$ – скорости электронной (пылевой) компонент, $e = 4.8 \times 10^{-10}$ ед. СГСЭ – элементарный заряд, $Z_d e$ – заряд пылевой частицы, c – скорость света, v_{ed} – частота, характеризующая взаимодействие электронов с частицами пыли.

Будем рассматривать возмущения в виде плоской волны $\exp(ik_y y + ik_z z - i\omega t)$. Движение пылевых частиц, обусловленное электрическим дрей-

фом, происходит со скоростью $u_{ix} = E_y/B_0 = -ik_y \phi_1/B_0$, где ϕ_1 – возмущение электрического потенциала. Пренебрегая движением ионов вдоль магнитного поля и учитывая, что поперечное движение обусловлено электрическим дрейфом, можно записать уравнение (3) в виде

$$-i\omega n_d - ik_y \frac{c\phi_1}{B_0} \frac{dn_0}{dx} = 0, \quad (4)$$

Учтем условие квазинейтральности $Z_d n_d = n_e$, плотность тока в первом приближении $\mathbf{j}_1 = en_{d0}(\mathbf{u}_{d1} - \mathbf{u}_{e1})$. Тогда, домножив уравнение (1) векторно на \mathbf{B} , получим составляющую плотности тока, перпендикулярную \mathbf{B} :

$$\mathbf{j}_{1\perp} = \frac{c}{B^2} [\mathbf{B} \times (-i\omega n_d m_d \mathbf{u}_{d1} + \nabla p_{d1})]. \quad (5)$$

Здесь учтено, что электроны движутся преимущественно вдоль \mathbf{B} .

Преобразуем выражение (5)

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_{1\perp} = \frac{i\omega m_d c}{B^2} \mathbf{B} \cdot \nabla \times (n_d \mathbf{u}_{d1}). \quad (6)$$

Учитывая условие $\nabla \cdot \mathbf{j}_1 = 0$, находим проекцию плотности тока на направление магнитного поля

$$j_z = \frac{i}{k_z} \nabla \cdot \mathbf{j}_{1\perp}. \quad (7)$$

Далее, учитывая, что движение ионов в первом приближении определяется электрическим дрейфом, из (6) и (7) получим

$$j_{1z} = \frac{k_y^2}{k_z} \frac{c}{H^2} \omega n_{d0} m_d \phi_1. \quad (8)$$

Проецируя уравнение движения электронов (2) на направление магнитного поля, получим

$$ik_z n_e k T_e = en_{0e} ik_z \phi_1 + \frac{m_e v_{ed}}{e} j_{1z}. \quad (9)$$

Частоту, характеризующую взаимодействие электронов с частицами пыли, запишем по аналогии с выражением для электронов и ионов [21]

$$v_{ed} = \frac{4\pi Z_d e^4 n_e L}{m_d^2 v_{Te}^3}, \quad (10)$$

где v_{Te} – тепловая скорость электронов, $L = \ln(\lambda_D T_e / Z_d e^2)$ – кулоновский логарифм, λ_D – дебаевский радиус.

Решая систему уравнений (4), (8) и (9), получим дисперсионное уравнение для дрейфовых волн

$$\omega^2 + i\omega^* \omega - i\omega^* \omega_d = 0, \quad (11)$$

где

$$\omega^* = \frac{k_z^2 Z_d e^2 B^2}{k_y^2 v_{ed} m_e m_d c^2}, \quad (12)$$

$$\omega_d = \frac{k_y c T_e}{e B \lambda}, \quad (13)$$

где T_e – температура электронов, а

$$\lambda = \left(\frac{1}{n_{e0}} \frac{dn_{e0}}{dx} \right)^{-1} \quad (14)$$

– характерный масштаб неоднородности.

Следует отметить, что фазовая скорость в продольном направлении ω/k_z должна лежать в интервале, определяемом неравенствами

$$v_{Te} \sqrt{\frac{m_d}{m_e}} < \frac{\omega}{k_z} < v_{Te}. \quad (15)$$

Пределы применимости полученного дисперсионного уравнения обусловлены тем, что при приближении к правой границе двойного неравенства (15) необходимо учитывать инерционный член в уравнении для электронов, а при приближении к левой границе существенное значение приобретает продольное движение ионов.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН

Исходя из данных, приведенных на рис. 1, можно заключить, что области магнитных аномалий с относительно однородным полем имеют размеры не более 10 км, а магнитные поля в этих областях на один-два порядка превышают фоновые. Рассмотрим ситуацию, когда индукция магнитного поля составляет 3.27×10^{-2} Гс, что соответствует максимальным измеренным на поверхности Луны значениям [13]. Характерные размеры пылевых частиц в окололунной среде лежат в диапазоне 10–100 нм. Будем проводить расчеты для пылевой частицы размерами 50 нм, для которой заряд $Z_d = 150$, см. рис. 2. Концентрация фотоэлектронов $n_{e0} = 2.9 \times 10^2$ см⁻³, температура фотоэлектронов $T_e = 1.9$ эВ. Для этих параметров $v_{ed} = 2.7$ с⁻¹. Фотоны выбивают фотоэлектроны с поверхности безатмосферных космических тел, в частности, с лунной поверхности, а также с поверхностей левитирующих пылевых частиц. Учитывая влияние заряженной поверхности Луны, оказывается, что пылевые частицы над ней распределены неоднородно по высоте с характерным пространственным масштабом неоднородности равным дебаевскому радиусу. Распределения фотоэлектронов над лунной поверхностью с учетом особенностей спектра солнечного излучения у поверхности Луны были получены в работах [6,

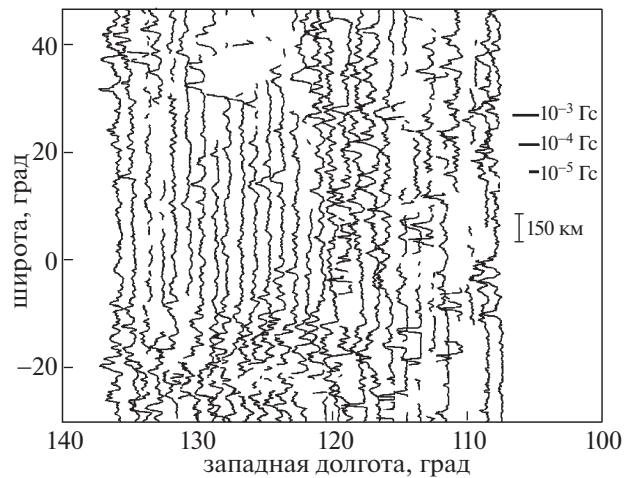


Рис. 1. Значения магнитного поля на поверхности Луны, измеренные Lunar Prospector Electron Reflectorometer в 1999 году [18]. Индукция магнитного поля B достигает значений порядка 10^{-3} Гс в областях магнитных аномалий.

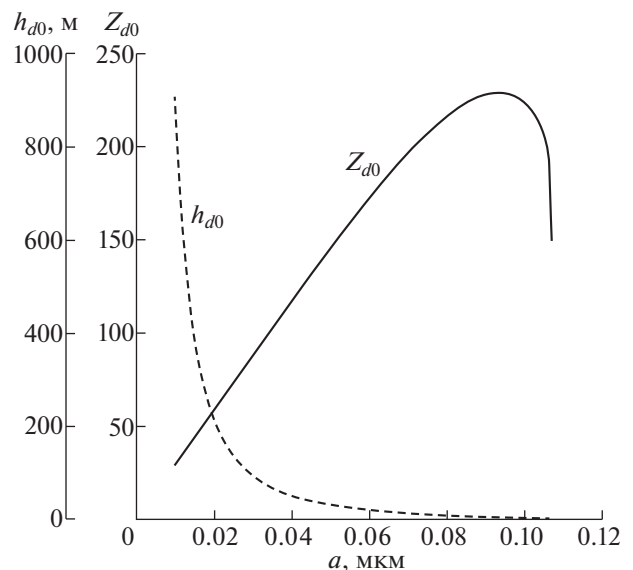


Рис. 2. Зависимости высоты подъема h_{d0} и зарядового числа Z_{d0} от размера левитирующей частицы [22, 23] над поверхностью Луны для $n_{e0} = 2.9 \times 10^2$ см⁻³, $T_e = 1.9$ эВ.

19]. Характерный масштаб неоднородности окололунной плазмы согласно развитой теории [3, 6] можно для оценки принять равным дебаевскому радиусу $\lambda \sim \lambda_D$, что для рассматриваемых параметров составляет около 60 см. В данной работе мы не учитываем неоднородность магнитного поля, поскольку в рассматриваемой ситуации при-

поверхностной пылевой плазмы у Луны магнитное поле практически не меняется по вертикали, а характерный масштаб изменения магнитного поля по горизонтали составляет десятки километров, что существенно превышает характерный масштаб неоднородности для концентрации электронов.

Для случая $\omega^* \ll \omega_d$ дисперсионное уравнение (11) приобретает вид

$$\omega \approx \pm i \sqrt{\omega_d \omega^*}, \quad (16)$$

что соответствует дрейфово-диссипативной неустойчивости. Максимальный инкремент этой неустойчивости не превышает ω_d и достигается при условии приближения частоты ω^* к дрейфовой частоте ω_d . Из соотношения (15) для рассматриваемых параметров плазмы с учетом ограничения на размеры рассматриваемой области следует ограничение на k_y

$$10^{-5} \text{ см}^{-1} < k_y < 5 \times 10^4 \text{ см}^{-1}. \quad (17)$$

При этом для k_z из $\omega^* \ll \omega_d$ для рассматриваемых параметров плазмы следует ограничение

$$k_z^2 \ll 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3. \quad (18)$$

Переписывая (18) в виде $k_z^2 = \varepsilon \times 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3$, где ε — малая величина, получим для инкремента

$$\gamma \approx 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \sqrt{\varepsilon} k_y. \quad (19)$$

Например, при $k_y = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $k_z = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ для пылевой частицы размерами 50 нм инкремент неустойчивости составит $\gamma \sim 10^2 \text{ с}^{-1}$, соответственно время развития неустойчивости $\tau \sim 10^{-2} \text{ с}$. Для этих параметров дрейфовая частота составляет $\omega_d \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$. Из (19) следует, что скорость роста неустойчивости будет максимальной для минимальных размеров возмущения.

В противоположном случае $\omega_d \ll \omega^*$ дисперсионное уравнение (11) приобретает вид

$$\omega = \omega_d + i \omega_d^2 / \omega^*. \quad (20)$$

При этом должно выполняться

$$k_z^2 \gg 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3. \quad (21)$$

Из условия (15) при рассматриваемых параметрах плазмы следует

$$10^{-7} < \frac{k_y}{k_z} < 6 \times 10^{-2}. \quad (22)$$

Из (21) имеем $k_z^2 = \varepsilon^{-1} \times 10^9 \text{ см} \cdot k_y^3$. Тогда выражение для инкремента принимает вид

$$\gamma \approx 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \varepsilon k_y.$$

Этот случай реализуется, когда k_z превышает k_y на несколько порядков, и максимальное значение инкремента не превышает величину дрейфовой частоты ω_d .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, рассмотрена возможность развития дрейфовой неустойчивости в приповерхностной пылевой плазме у Луны. Показано, что наибольший эффект достигается в областях лунных магнитных аномалий. Причиной развития неустойчивости является наличие градиентов концентрации фотоэлектронов в магнитном поле. Таким образом, в областях лунных магнитных аномалий ожидается эффективная дрейфовая турбулентность, формируемая в результате развития дрейфово-диссипативной неустойчивости. Характерное время развития турбулентности существенно меньше длительности светового дня на Луне. В рамках миссий Луна-25 и Луна-27 планируется исследование плазменно-пылевой системы в окололунной среде, в частности, исследование волн в плазме с помощью электростатического сенсора [19]. Таким образом, возможно наблюдение эффектов, в том числе, связанных с дрейфовыми волнами. Стоит также отметить, что интерес к дрейфовым волнам в плазме вызван их вкладом в перенос энергии и вещества, что может также привести к возможным наблюдаемым проявлениям на Луне. Понимание этих процессов в условиях окололунной плазмы требует дальнейших исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Berg O.E., Richardson F.F., Burton H.* // Apollo 17 preliminary science report. NASA Spec. Publ. 16-1—16-9. SP-330. 1973.
2. *Berg O.E., Wolf H., Rhee J.* // Interplanetary Dust and Zodiacal Light / Eds. H. Elsasser, H. Fechtig. New York: Springer, 1976. P. 233.
3. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Golub' A.P., Dubinskii A.Yu.* // Planet. Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.
4. *Зеленый Л.М., Попель С.И., Захаров А.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 441.
5. *Colwell J.E., Batiste S., Horanyi M., Robertson S., Sture S.* // Rev. Geophys. 2007. V. 45. P. RG2006.
6. *Попель С.И., Копнин С.И., Голубь А.П., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Извекова Ю.Н.* // Астрон. вестн. 2013. Т. 47. С. 455
7. *Popel S.I., Morfill G.E., Shukla P.K., Thomas H.* // J. Plasma Phys. 2013. V. 79. P. 1071.
8. *Popel S.I., Zelenyi L.M., Atamaniuk B.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 123701.
9. *Попель С.И., Морозова Т.И.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 474.

10. *Izyekova Yu.N., Morozova T.I., Popel S.I.* // IEEE Transac. Plasma Sci. 2018. V. 46. P. 731.
11. *Попель С.И., Голубь А.П., Лисин Е.А., Извекова Ю.Н., Атаманюк Б., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. С. 641.
12. *Голубь А.П., Попель С.И.* // Астрон. вестн. 2021. Т. 55. С. 393.
13. *Dyal P., Parkin C.W., Daily W.D.* // Rev. Geophys. 1974. V. 12. P. 568.
14. *Coleman Jr. P.J., Schubert G., Russell C.T., Sharp L.R.* // Moon. 1972. V. 4. P. 419.
15. *Le Bars M., Wicczorek M.A., Karatekin O., Cebron D., Laneuville M.* // Nature. 2011. V. 479. P. 215.
16. *Wicczorek M.A., Weiss B.P., Stewart S.T.* // Science. 2012. V. 335. P. 1212.
17. *Wicczorek M.A.* // J. Geophys. Res.: Planets. 2018. V. 123. P. 291.
18. *Mitchell D.L., Halekas J.S., Lin R.P., Frey S., Hood L.L., Acuña M.H., Binder A.* // Icarus. 2008. V. 194. P. 401.
19. *Попель С.И., Голубь А.П., Извекова Ю.Н., Афонин В.В., Дольников Г.Г., Захаров А.В., Зеленый Л.М., Лисин Е.А., Петров О.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 131.
20. *Popel S.I., Kassem A.I., Izyekova Yu.N., Zelenyi L.M.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126627.
21. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. В 10 т. Т. X. / *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. 536 с.
22. *Popel S.I., Golub' A.P., Kassem A.I., Zelenyi L.M.* // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 013701.
23. *Попель С.И., Голубь А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. С. 629.